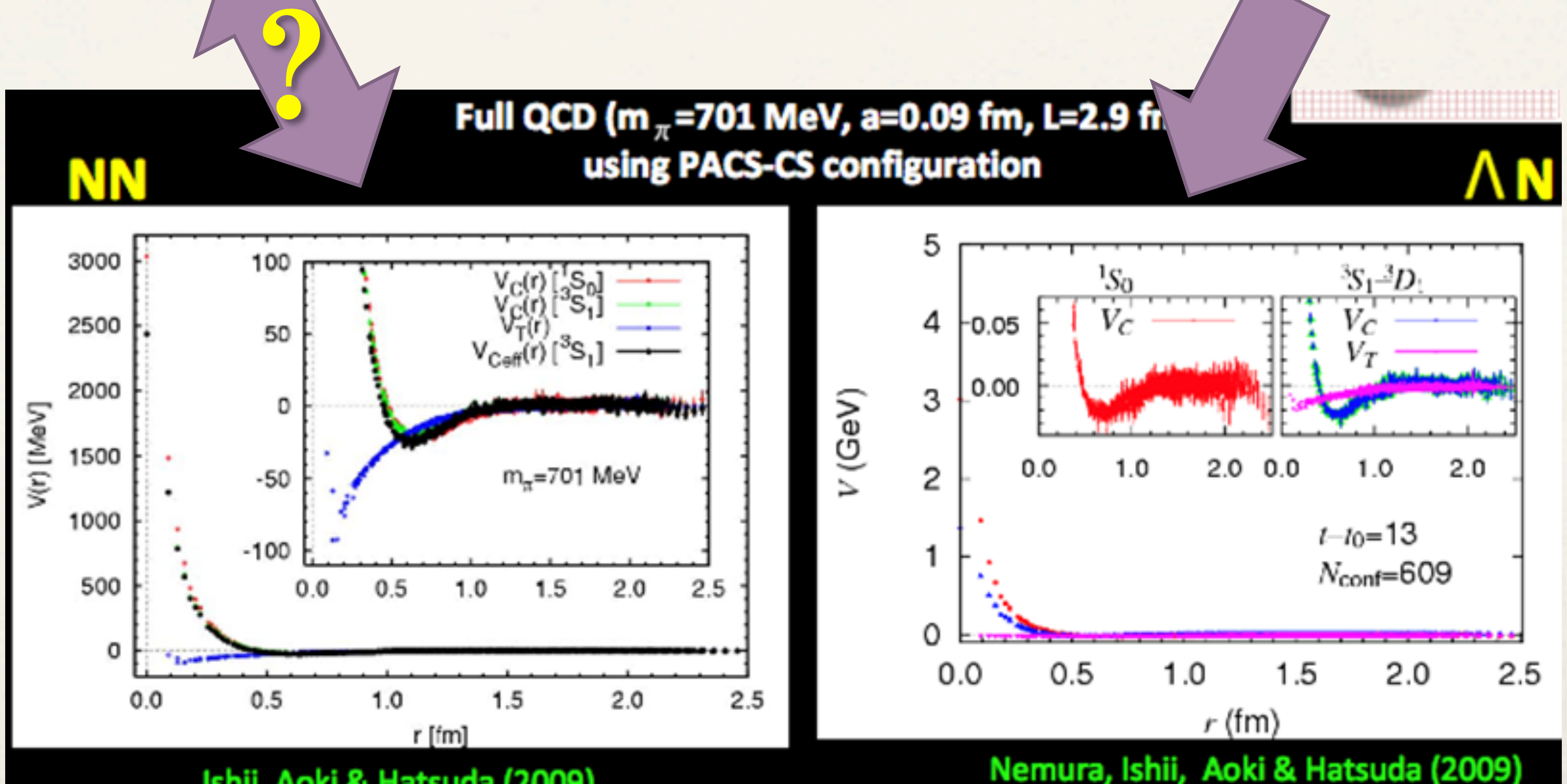
核物質と中性子星の熱的進化

国立天文台理論研究部　研究員　安武 伸俊　with 木内建太(京大)、固武慶(国立天文台)

日付　２０１０年６月１日　新学術領域A03班研究会

すすむ核力の理解 (A02班)

"実験：J-PARC(KEK/JAEA)"　"数値実験：格子QCD計算"



核力におおいに関係する天文現象（A03班）

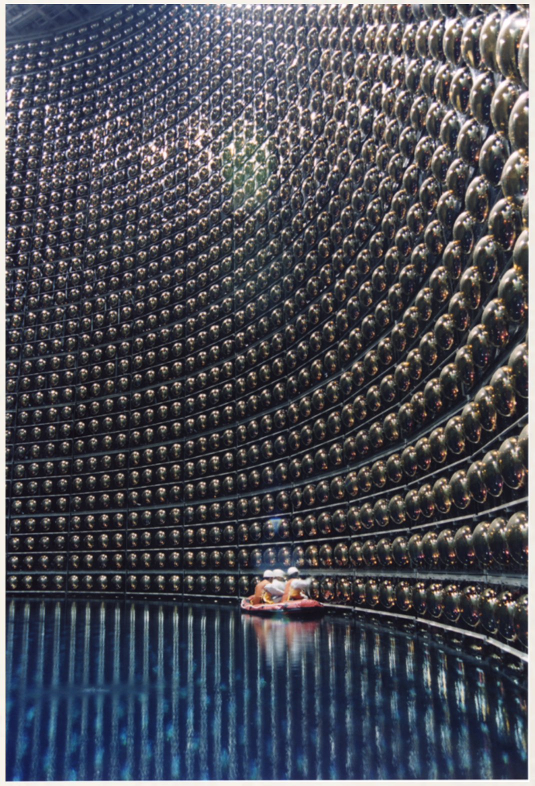
"静的な天体・天文現象"

・X線transient
・中性子星の冷却曲線
→超流動や超電導といったエキゾチックな効果、
　極限物質の物理？
→中性子過剰核などの影響予測から
原子核理論の検証(密度汎関数, QRPA etc.)
・Magnetars
→超強磁場の起源？

"動的な天文現象"

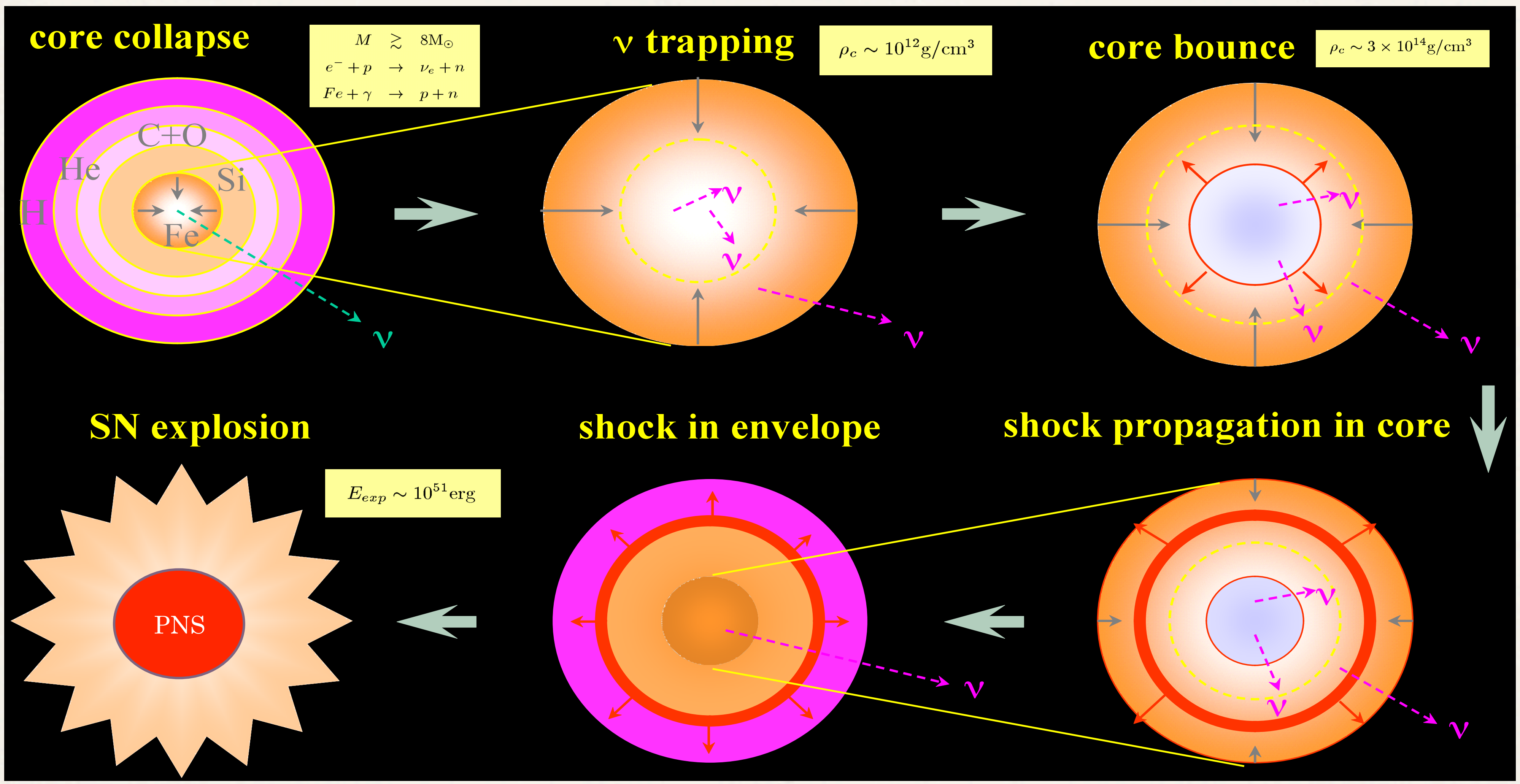
・ガンマ線バースト
→最も高エネルギー
　の天体現象
・超新星爆発
・中性子星連星の合体

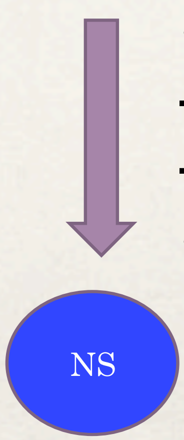
→重元素合成の舞台
（地球や人類の起源）



中性子星←原始中性子星←超新星爆発
すべてを無矛盾に含む研究が必要

原始中性子星形成と研究戦略



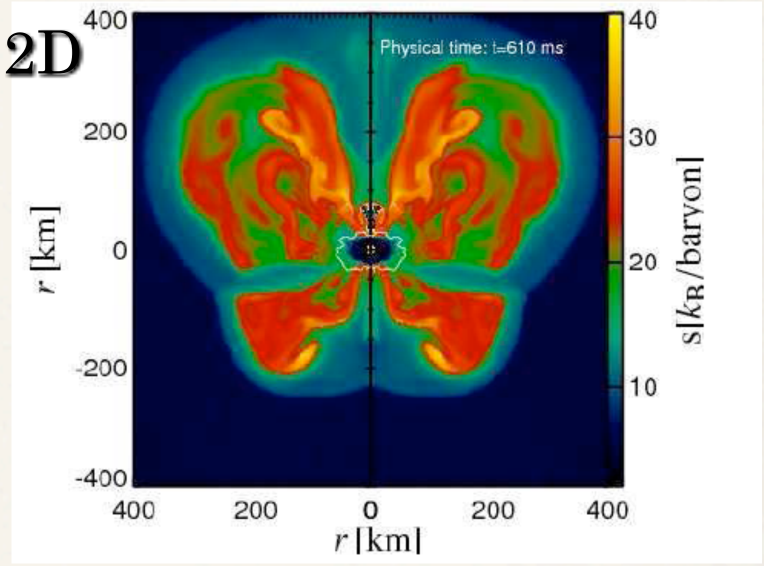


・初期条件である超新星爆発機構はよくわかっていない。
→[理論]ニュートリノが鍵というが輸送を完全に解いて理解できる保証はない。
→[観測] 数百年に一回の爆発を待てるか？
・最終解である中性子星は観測は多々ある。
 まずはこれを満たす解を多々得る。近年のX線transientとの比較も。
超新星爆発がどうあるべきか？1D (P)NSとの比較

高密度天体における多次元効果の重要性

- 超新星との関連
  - 爆発はニュートリノによる対流、heating効果など多次元効果が鍵を握っている。

  → 結果として“回転” や “磁場”etc.を持つはず。



- magnetars (B～$10^{14,15}$G at surface)
  - Origin ? (ダイナモ、化石磁場、自発磁化)
  - 内部磁場、構造？

- 観測としても非一様温度分布を示唆するものあり

高密度天体に**microphysics** を適用するといったとき、
このような多次元的な効果を見逃すことはできない。

段階的アプローチ

Step 1

- ✓原始中性子星内部の状態方程式
  - 有限温度(Yl=0) QCD+hyp.

    → NY, T.Maruyama, T.Tatusmi PRD(2009)
  - 有限温度(Yl≠0) QCD+hyp.

    → NY, T.Maruyama, T.Tatusmi PRD(2010.in prep.)
- 磁場分布や回転をもった中性子星の熱的進化

  →NY, K.Kiuchi, K.Kotake (2010. in prep.)
- 有限温度、磁場中のニュートリノ散乱断面積

  →T.Maruyama, NY, T.Kajino, Ryu, Choun PRL(2010 submitted)

Step 2

- 磁場や回転を伴う原始中性子星内部のニュートリノ輸送

そのほか

- 強磁場中性子星にクォークコアができる際のエネルギー解放の見積もり

  → NY, Kiuchi, Kotake, MNRAS(2010)
- 1Dの詳細な中性子星の熱的進化

  →Noda, Hashimoto, NY, Maruyama, Tatsumi, Fujimoto (2010a,b in prep.)
- PIC を用いた中性子星クラストでの磁場のdecay

  →Takahashi, K.Kotake, NY (2010. in prep.)

段階的アプローチ

Step 1

- ✓原始中性子星内部の状態方程式
  - 有限温度(Yl=0) QCD+hyp.

    → NY, T.Maruyama, T.Tatusmi PRD(2009)
  - 有限温度(Yl≠0) QCD+hyp.

    → NY, T.Maruyama, T.Tatusmi PRD(2010.in prep.)
- 磁場分布や回転をもった中性子星の熱的進化

  →NY, K.Kiuchi, K.Kotake (2010. in prep.)
- 有限温度、磁場中のニュートリノ散乱断面積

  →T.Maruyama, NY, T.Kajino, Ryu, Choun PRL(2010 submitted)

Step 2

- 磁場や回転を伴う原始中性子星内部のニュートリノ輸送

そのほか

- 強磁場中性子星にクォークコアができる際のエネルギー解放の見積もり

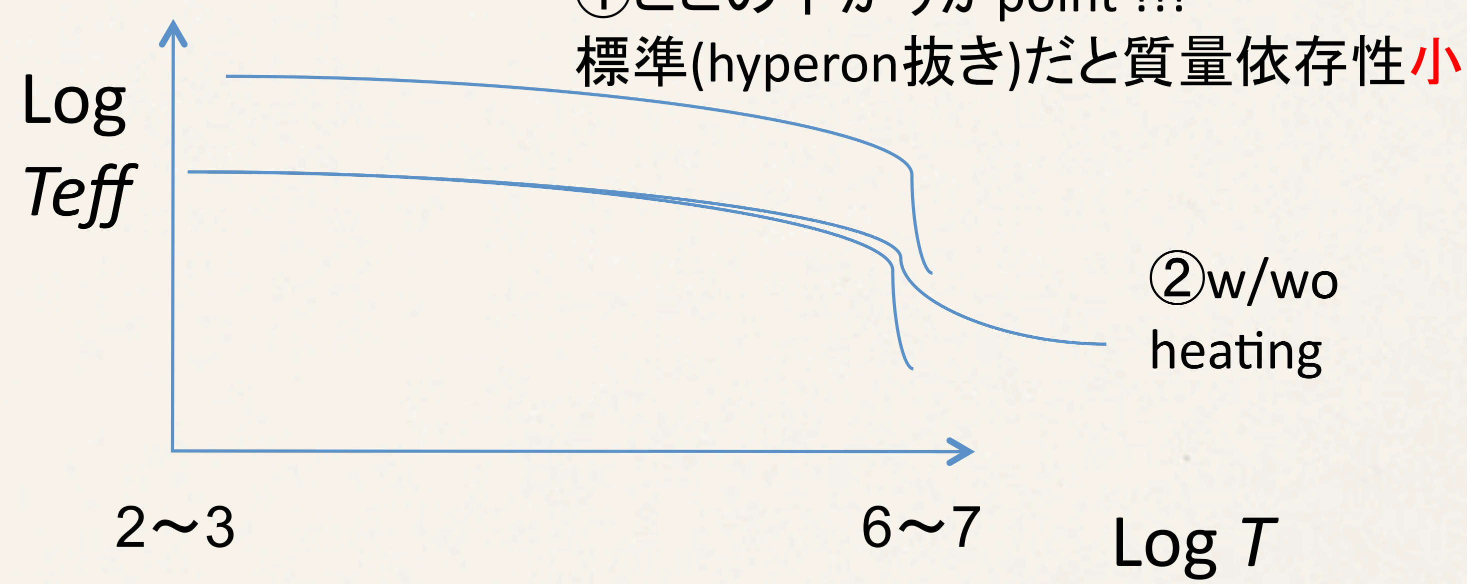
  → NY, Kiuchi, Kotake, MNRAS(2010)
- 1Dの詳細な中性子星の熱的進化

  →Noda, Hashimoto, NY, Maruyama, Tatsumi, Fujimoto (2010a,b in prep.)
- PIC を用いた中性子星クラストでの磁場のdecay

  →Takahashi, K.Kotake, NY (2010. in prep.)

研究方針

“磁場のheating (cooling) 込みで冷却曲線をみる。”
→2次元平衡形状を使って冷却曲線を磁場入りで
　計算するのは見るのは初めて。



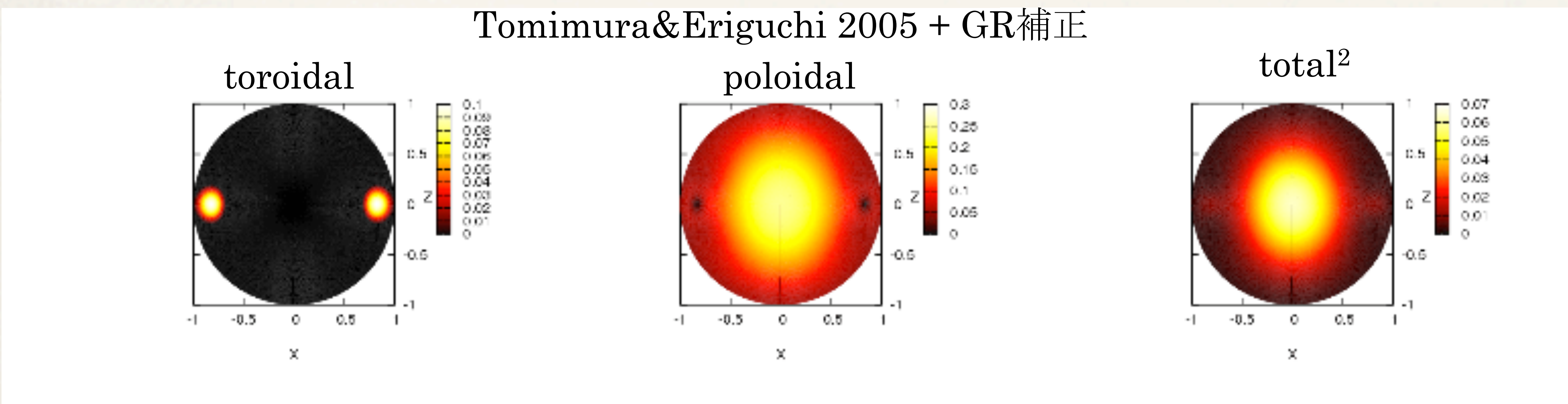
①**中心密度、(軸比)、**
EOS(w/wo hyperon), hyperon cooling or not (　originality　をだすため追加),
② **τ(よくわからないため追加, Pons たちと同様)、磁場**
のパラメータ”　を変えて熱的進化計算がどう影響を受けるかをみる。
つまり、SN→?→PNS→?　だが、代わりにparameterをふる。

他の研究グループとの比較

	時間発展	初期条件	heating	Thermal conductivity	EOS
Auguilera et al. 2008 (Pons Group)	2Dのまま isothermal	TOV + Free Force B	Joule heating	Effects of magnetic field	Nucleon
Page et al.2006 (Geppert Group)	1D full 進化	TOV + Free Force B	---------	Effects of magnetic field	Nucleon
Xiaoping et al. 2008 (Kang et al.)	積分して(1D) isothermal	2D摂動 平衡形状	Latent heat	-------	Nucleon +quark
Our 1st step	**積分して(1D) isothermal**	**2D 平衡形状**	**Joule heating**	**-------**	**Nucleon +hyperon**

設定

1. ハイペロン状態方程式 (Ishizuka et al. 2008)
2. 平衡形状（ただし、表面磁場は10^15G程度で回転が遅いもの）

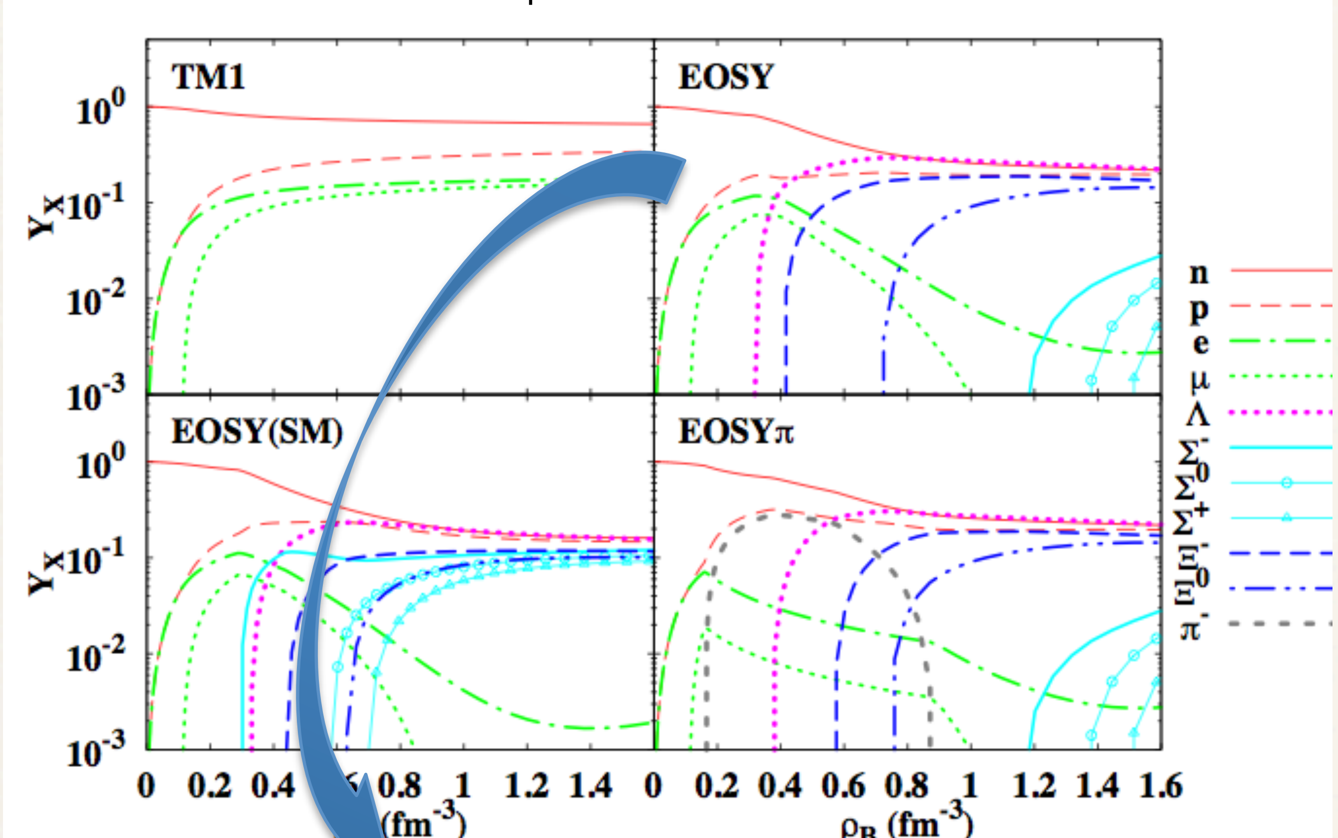


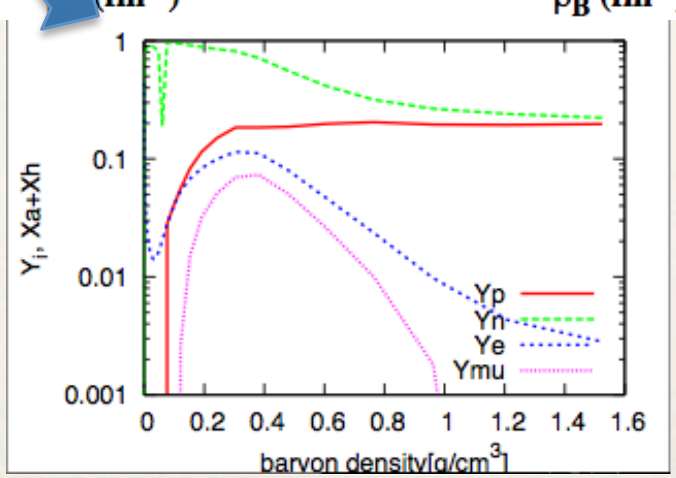
3. 各種冷却率の設定 (cf. “hyperon URCA” Prakash 1994)
4. まずは最も簡単なisothermal近似を使う。

ハイペロン物質の状態方程式

Ishizuka et al., Nucl.Part.Phys., 35085201 (2008)

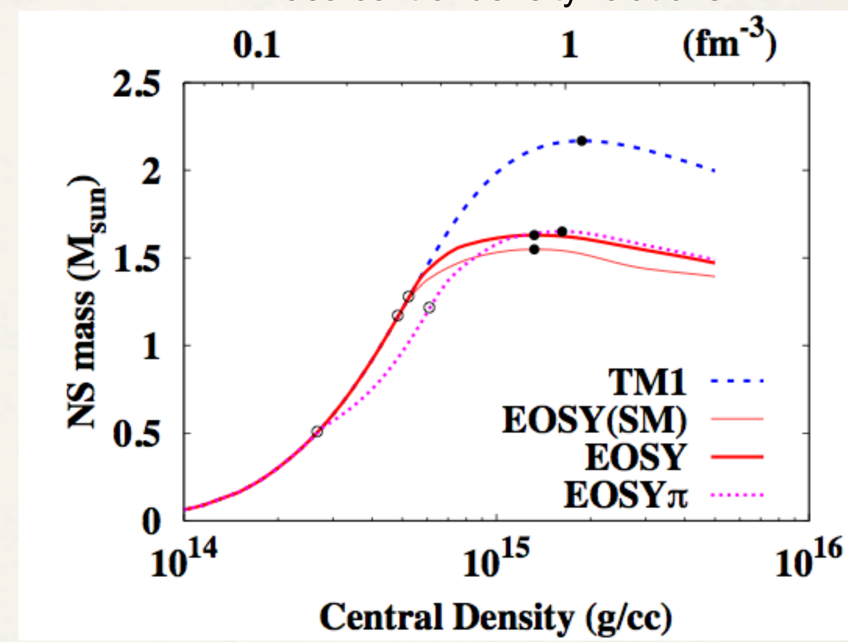
Composition



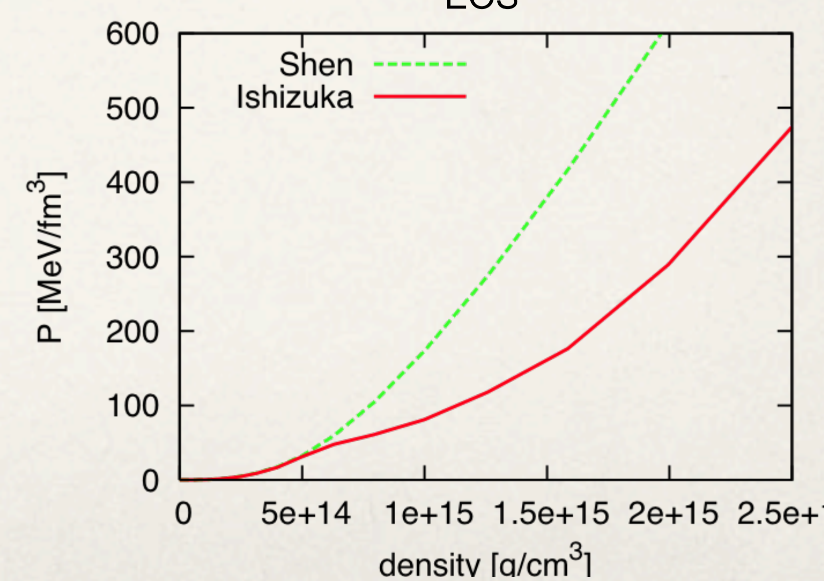


(実際、核密度以下は、Shenをつけているのがわかる)

Mass-central density relations



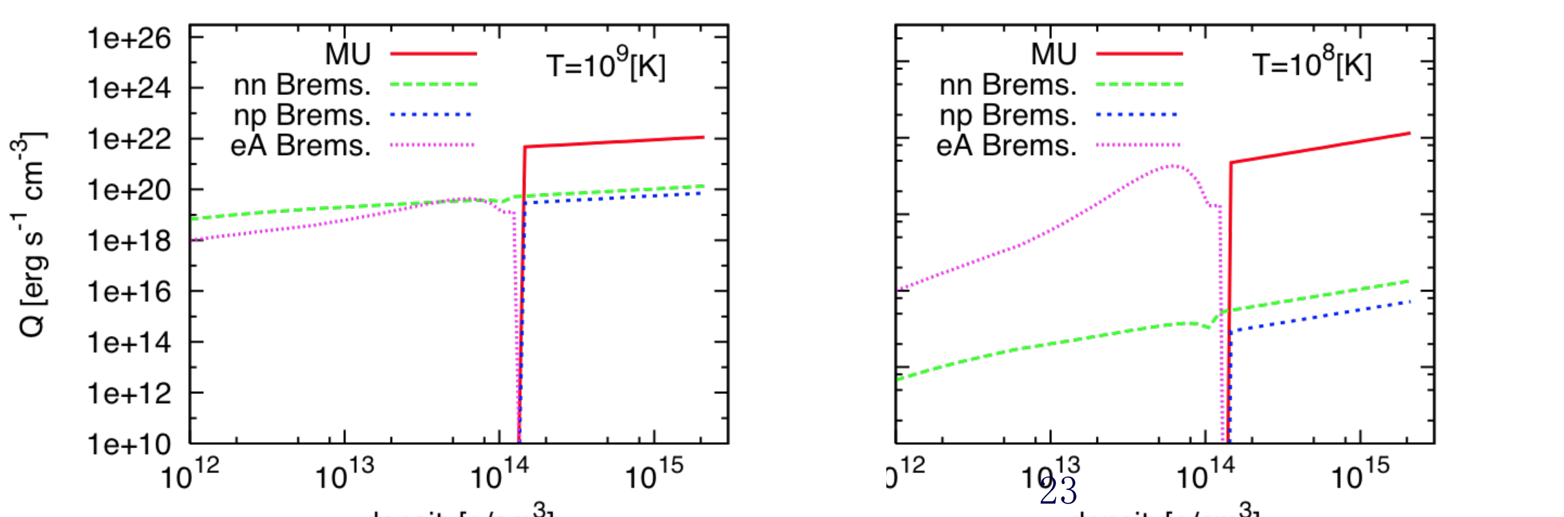
EOS



冷却率（ハイペロン物質以外）

Process	Q [erg cm^{-3} s^{-1}]	Onset	Ref.
Processes in the core			
MUrca (n-branch)			
$nn \to pne\bar{\nu}_e$			
$pne \to nn\nu_e$	$8 \times 10^{21}\, \mathcal{R}_n^{MU}\, n_p^{1/3}\, T_9^8$		1
MUrca (p-branch)			
$np \to pp e\bar{\nu}_e$			
$ppe \to np\nu_e$	$8 \times 10^{21}\, \mathcal{R}_p^{MU}\, n_p^{1/3}\, T_9^8$	$Y_p^c = 0.01$	1
NN-Bremsstrahlung			
$nn \to nn\nu\bar{\nu}$	$7 \times 10^{19}\, \mathcal{R}^{nn}\, n_n^{1/3}\, T_9^8$		1
$np \to np\nu\bar{\nu}$	$1 \times 10^{20}\, \mathcal{R}^{np}\, n_p^{1/3}\, T_9^8$		1
$pp \to pp\nu\bar{\nu}$	$7 \times 10^{19}\, \mathcal{R}^{pp}\, n_p^{1/3}\, T_9^8$		1
e–p Bremsstrahlung			
$ep \to ep\nu\bar{\nu}$	$2 \times 10^{17}\, n_B^{-2/3}\, T_9^8$		2
DUrca			
$n \to pe\bar{\nu}_e,\ pe \to n\nu_e$	$4 \times 10^{27}\, \mathcal{R}^{DU}\, n_e^{1/3}\, T_9^6$	$Y_p^c = 0.11$	3
$n \to p\mu\bar{\nu}_\mu,\ p\mu \to n\nu_\mu$	$4 \times 10^{27}\, \mathcal{R}^{DU}\, n_e^{1/3}\, T_9^6$	$Y_p^c = 0.14$	3
Processes in the crust			
Pair annihilation			
$ee^+ \to \nu\bar{\nu}$	$9 \times 10^{20}\, F_{\rm pair}(n_e, n_{e^+})$		4
Plasmon decay			
$\tilde{e} \to \tilde{e}\nu\bar{\nu}$	$1 \times 10^{20}\, I_\nu(T, \mu_e)$		5
$e - A$ Bremsstrahlung			
$e(A,Z) \to e(A,Z)\nu\bar{\nu}$	$3 \times 10^{12}\, L_{eA}\, Z \rho_0\, n_e\, T_9^6$		6
$N - N$-Bremsstrahlung			
$nn \to nn\nu\bar{\nu}$	$7 \times 10^{19}\, \mathcal{R}^{nn}\, f_\nu\, n_n^{1/3}\, T_9^8$		1
Processes in the core and in the crust			
CPBF			
$\tilde{B} + \tilde{B} \to \nu\bar{\nu}$	$1 \times 10^{21}\, n_N^{1/3}\, F_{A,B}\, T_9^7$		7
Neutrino synchrotron			
$e \to (B) \to e\nu\bar{\nu}$	$9 \times 10^{14}\, S_{AB,BC}\, B_{13}^2\, T_9^5$		8

Ref. (1) Yakovlev & Levenfish (1995); (2) Maxwell (1979); (3) Lattimer et al. (1991); (4) Kaminker & Yakovlev (1994); (5) Yakovlev et al. (2001); (6) Haensel et al. (1996); Kaminker et al. (1999); (7) Yakovlev et al. (1999); (8) Bezchastnov et al. (1997).



ハイペロン物質の冷却率

“hyperon URCA process”，Prakash (1994)

$$\varepsilon = \frac{457\pi}{10080}\frac{G_F^2 C^2 (f_1^2 + 3g_1^2)}{\hbar^{10} c^5} m_{B_1} m_{B_2} \mu_\ell (kT)^6 \Theta_t$$

$$= 4.00 \times 10^{27} (Y_e n/n_s)^{1/3} \frac{m_{B_1} m_{B_2}}{m_n^2} R T_9^6 \Theta_t \,\mathrm{erg\,cm^{-3}\,s^{-1}},$$

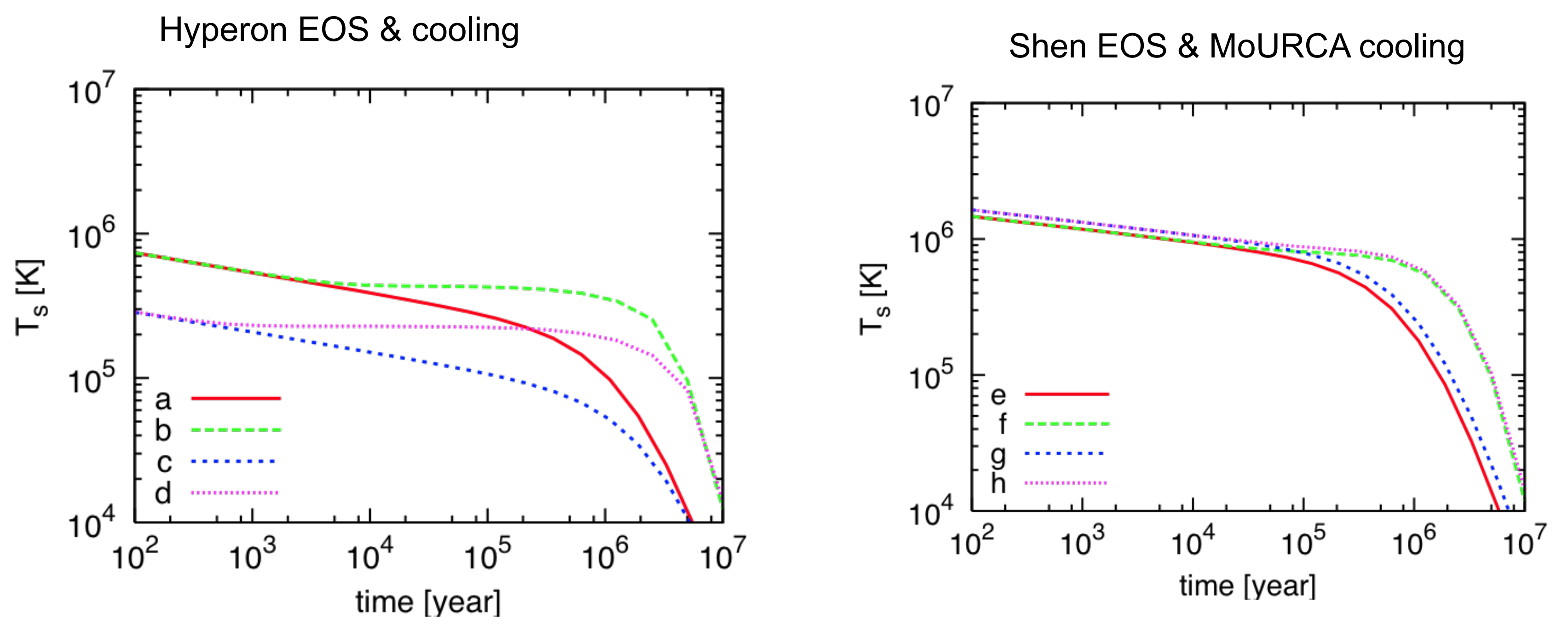
Θ=2 (electron, muon)

Table 2
Weak processes for nucleons and hyperons

Transition	C	f_1	g_1	R
$n \to p\ell\bar{\nu}_\ell$	$\cos\theta_c$	1	$F+D$	1
$\Lambda \to p\ell\bar{\nu}_\ell$	$\sin\theta_c$	$-\sqrt{3/2}$	$-\sqrt{3/2}(F+D/3)$	0.0394
$\Sigma^- \to n\ell\bar{\nu}_\ell$	$\sin\theta_c$	-1	$-(F-D)$	0.0125
$\Sigma^- \to \Lambda\ell\bar{\nu}_\ell$	$\cos\theta_c$	0	$\sqrt{2/3}D$	0.2055
$\Sigma^- \to \Sigma^0\ell\bar{\nu}_\ell$	$\cos\theta_c$	$\sqrt{2}$	$\sqrt{2}F$	0.6052
$\Xi^- \to \Lambda\ell\bar{\nu}_\ell$	$\sin\theta_c$	$\sqrt{3/2}$	$\sqrt{3/2}(F-D/3)$	0.0175
$\Xi^- \to \Sigma^0\ell\bar{\nu}_\ell$	$\sin\theta_c$	$\sqrt{1/2}$	$(F+D)/\sqrt{2}$	0.0282
$\Xi^0 \to \Sigma^+\ell\bar{\nu}_\ell$	$\sin\theta_c$	1	$F+D$	0.0564
$\Xi^- \to \Xi^0\ell\bar{\nu}_\ell$	$\cos\theta_c$	1	$F-D$	0.2218

Note. The quantity $R = [C^2(f_1^2 + 3g_1^2)]_{B_1 \to B_2\ell\nu_\ell}/[C^2(f_1^2 + 3g_1^2)]_{n \to p\ell\nu_\ell}$ was calculated using the central values of $\sin\theta_c = 0.231 \pm 0.003$, $F = 0.477 \pm 0.012$ and $D = 0.756 \pm 0.011$.

結果



	EOS	Maximum density [10^14 g/cc]	Mass [Ms]	R [km]	tau [yr]	a, ck mu=0.001	Bmax [10 ^15 G]	Bp [10^15 G]
a	EOSY	4	1.06	13.3	-	-	-	-
b	EOSY	4	1.06	13.3	10^6	40, 0.01	1.71	0.31
c	EOSY	10	1.57	12.6	-	-	-	-
d	EOSY	10	1.57	12.6	10^6	40, 0.01	2.66	0.46
e	TM1	3.7	1.06	13.6	-	-	-	-
f	TM1	3.7	1.06	13.6	10^6	40, 0.01	1.65	0.29
g	TM1	5.35	1.57	13.8	-	-	-	-
h	TM1	5.35	1.57	13.8	10^6	40, 0.01	2.31	0.41

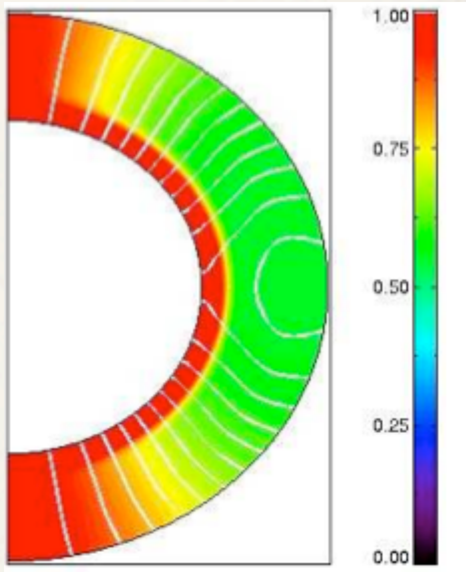
ハイペロン物質があると

1. 磁場の影響
2. 質量依存性

が大きく現れる。

この話に関する議論

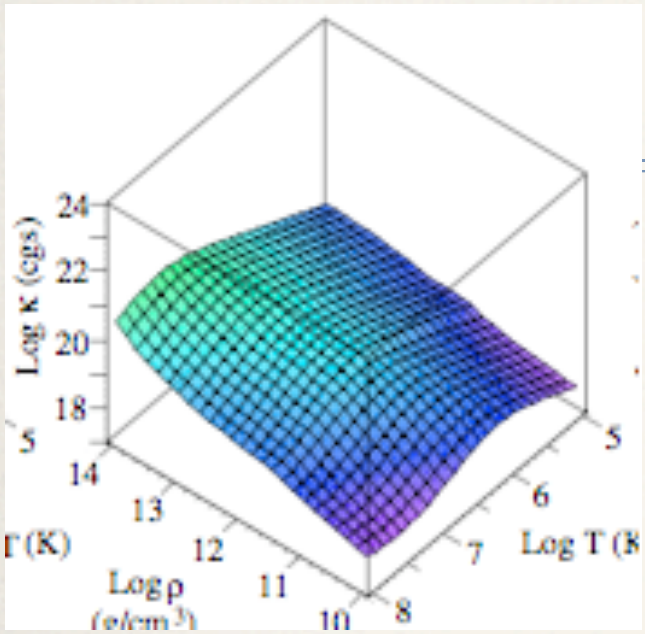
- ①今は非球対称な熱伝導度、熱輸送を考慮している。
- ②ポロイダル磁場とトロイダル磁場の比。
- ③ハイペロン以外の内部物質も考える。(cf. クォーク)



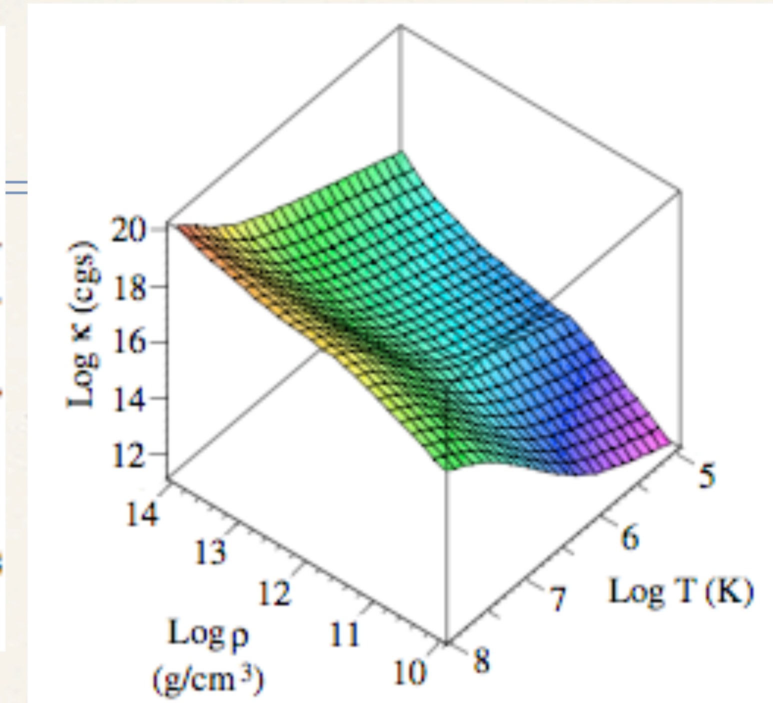
中性子星の内殻、外殻部分の温度分布（規格化し色で表現）、と磁場分布（等高線）。[Page et al. 2007]

Calculation of thermal conductivity

Geppert et al.2004



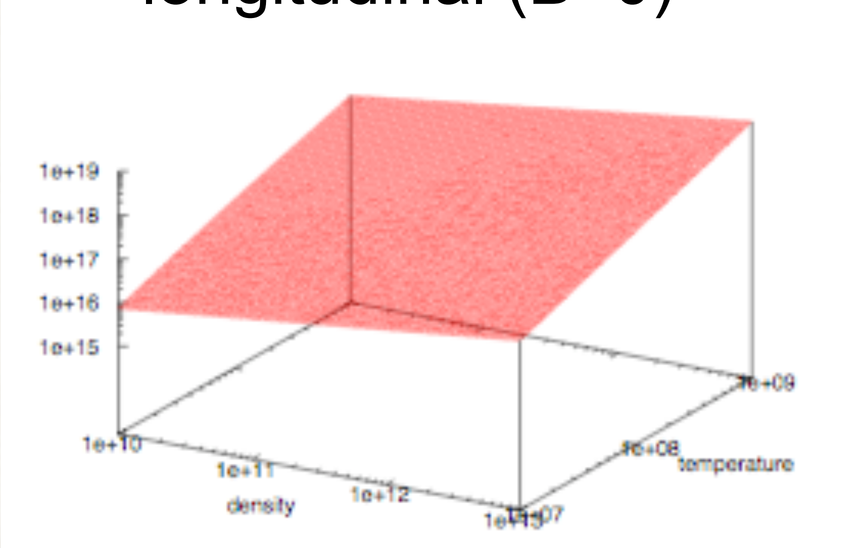
longitudinal



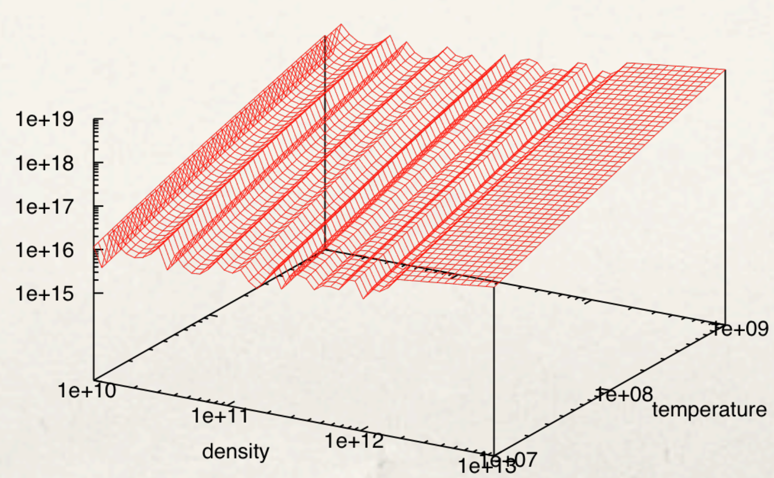
transverse

安武→現在、
1.電子が縮退している
2.鉄　→ShenならOK
という仮定のもとの計算はできている。

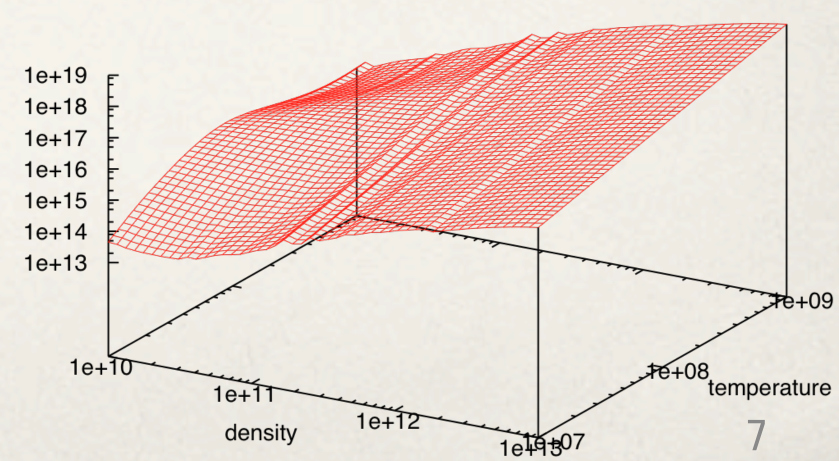
longitudinal (B=0)



longitudinal (B=10^15G)



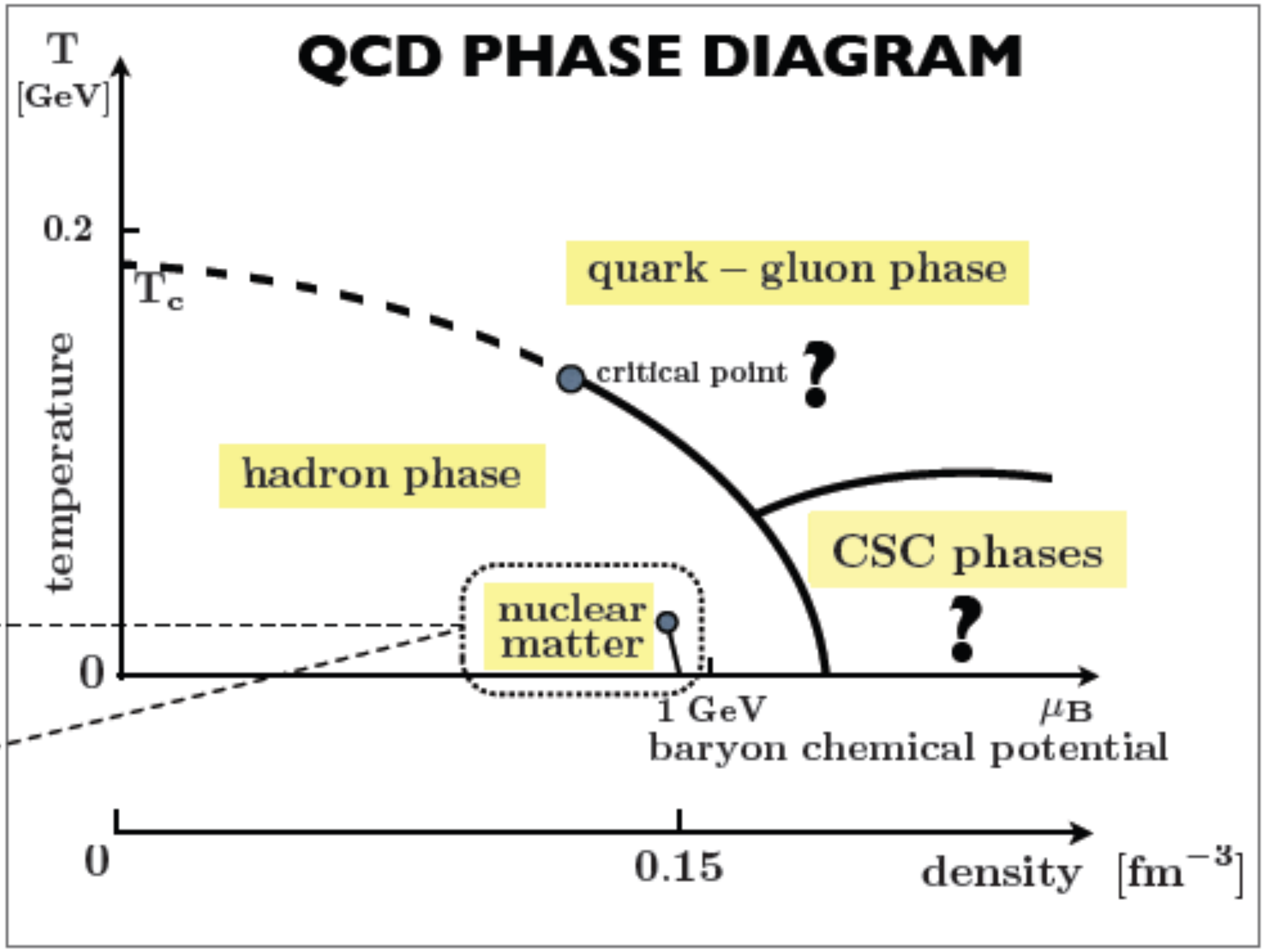
transverce (B=10^15G)



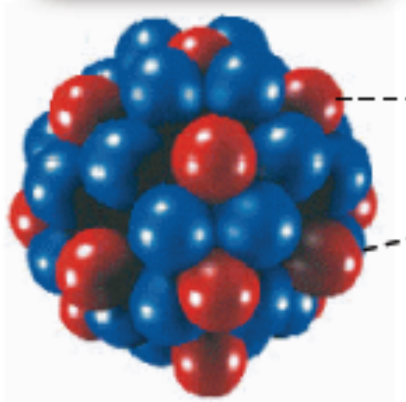
1 Prelude: **PHASES** and **STRUCTURES** of **QCD**

©Weise

... the goal:



nuclei



Cf.
NJL: 国広、初田…
PNJL: 福嶋、柏…

Scales in **nuclear matter**

- momentum scale: **Fermi momentum**
- NN distance:
- energy per nucleon:
- compression modulus:

$$k_F \simeq 1.4\ \mathrm{fm}^{-1} \sim 2m_\pi$$

$$d_{NN} \simeq 1.8\ \mathrm{fm} \simeq 1.3\ m_\pi^{-1}$$

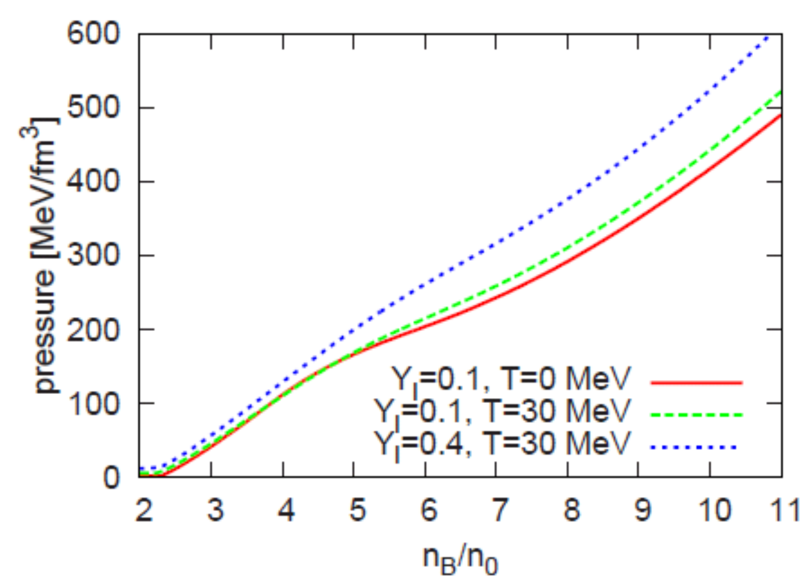
$$E/A \simeq -16\ \mathrm{MeV}$$

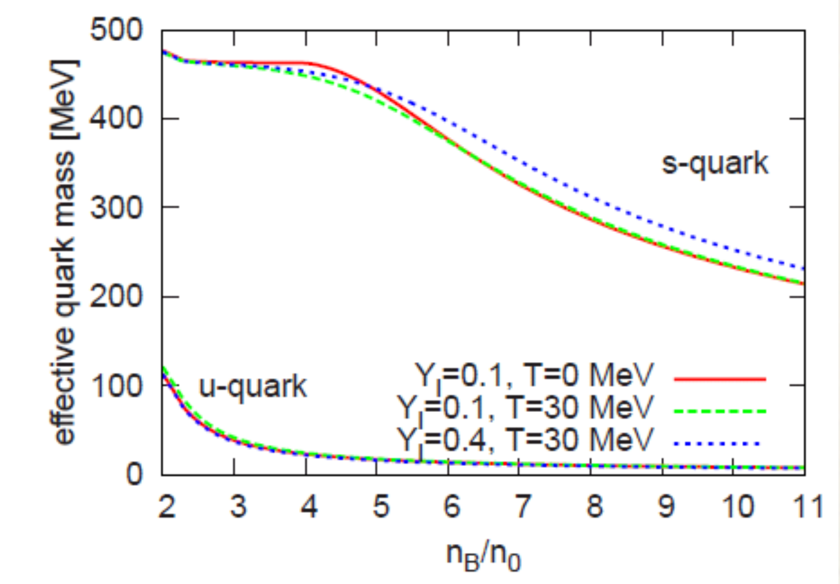
$$K = (260 \pm 30)\ \mathrm{MeV}$$

原始中性子星における
カイラル相転移

Quark (SU(3) NJL)

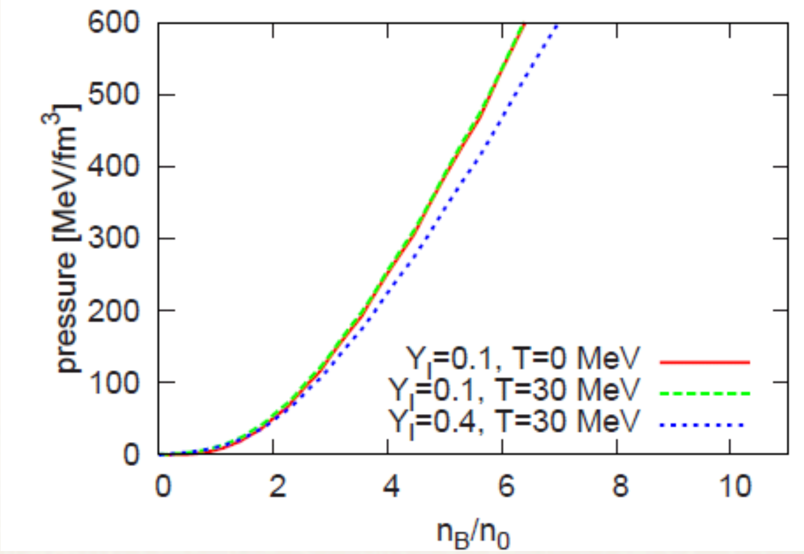
レプトン量多(電子多)
→s-クォーク少
→s-クォークのカイラル対称性の回復が抑えられる。
→固い状態方程式。





Hadron (Shen et al.1998)

レプトン量多(電子多)
→中性子数少
→斥力(n-n)が抑えられる。
→状態方程式が柔らかくなる。

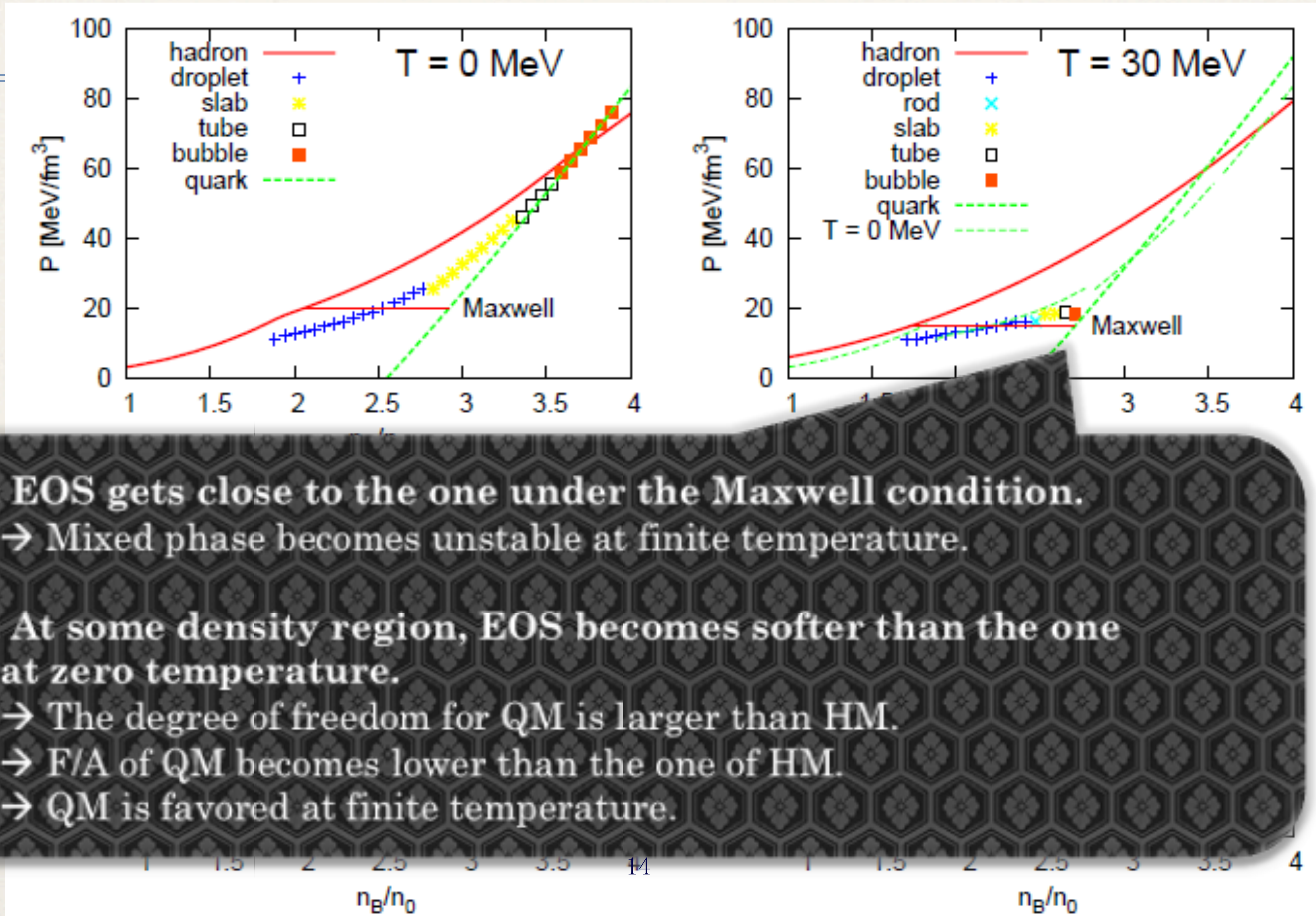


【原始中性子星との関連】
相転移あり→ニュートリノ放出と共に柔らかくなる。
相転移なし→固くなる。

ハイペロンにおいて
同じような見積もりをするとどうなる？
→大西(京大)

QCD相転移における非一様構造

NY, T.Maruyama, T.Tatsumi, PRD. (2009b)



1: EOS gets close to the one under the Maxwell condition.

→ Mixed phase becomes unstable at finite temperature.

2: At some density region, EOS becomes softer than the one at zero temperature.

→ The degree of freedom for QM is larger than HM.

→ F/A of QM becomes lower than the one of HM.

→ QM is favored at finite temperature.

段階的アプローチ

Step 1

- ✓原始中性子星内部の状態方程式
  - 有限温度(Yl=0) QCD+hyp.

    → NY, T.Maruyama, T.Tatusmi PRD(2009)
  - 有限温度(Yl≠0) QCD+hyp.

    → NY, T.Maruyama, T.Tatusmi PRD(2010.in prep.)
- 磁場分布や回転をもった中性子星の熱的進化

  →NY, K.Kiuchi, K.Kotake (2010. in prep.)
- 有限温度、磁場中のニュートリノ散乱断面積

  →T.Maruyama, NY, T.Kajino, Ryu, Choun PRL(2010 submitted)

Step 2

- 磁場や回転を伴う原始中性子星内部のニュートリノ輸送

そのほか

- 強磁場中性子星にクォークコアができる際のエネルギー解放の見積もり

  → NY, Kiuchi, Kotake, MNRAS(2010)
- 1Dの詳細な中性子星の熱的進化

  →Noda, Hashimoto, NY, Maruyama, Tatsumi, Fujimoto (2010a,b in prep.)
- PIC を用いた中性子星クラストでの磁場のdecay

  →Takahashi, K.Kotake, NY (2010. in prep.)

段階的アプローチ

Step 1

- ✓原始中性子星内部の状態方程式
  - 有限温度(Yl=0) QCD+hyp.

    → NY, T.Maruyama, T.Tatusmi PRD(2009)
  - 有限温度(Yl≠0) QCD+hyp.

    → NY, T.Maruyama, T.Tatusmi PRD(2010.in prep.)
- 磁場分布や回転をもった中性子星の熱的進化

  →NY, K.Kiuchi, K.Kotake (2010. in prep.)
- 有限温度、磁場中のニュートリノ散乱断面積

  →T.Maruyama, NY, T.Kajino, Ryu, Choun PRL(2010 submitted)

Step 2

- 磁場や回転を伴う原始中性子星内部のニュートリノ輸送

そのほか

- 強磁場中性子星にクォークコアができる際のエネルギー解放の見積もり

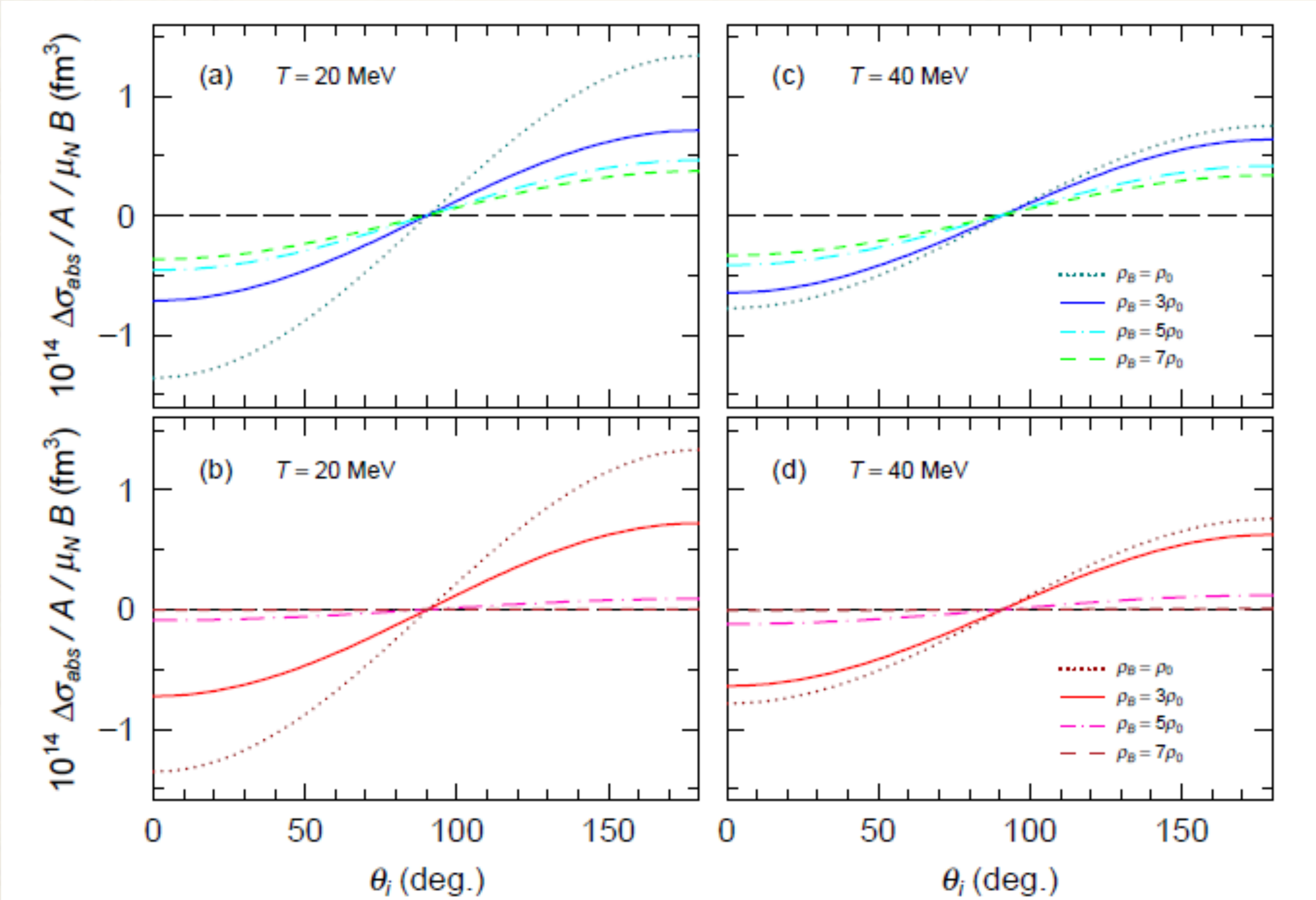
  → NY, Kiuchi, Kotake, MNRAS(2010)
- 1Dの詳細な中性子星の熱的進化

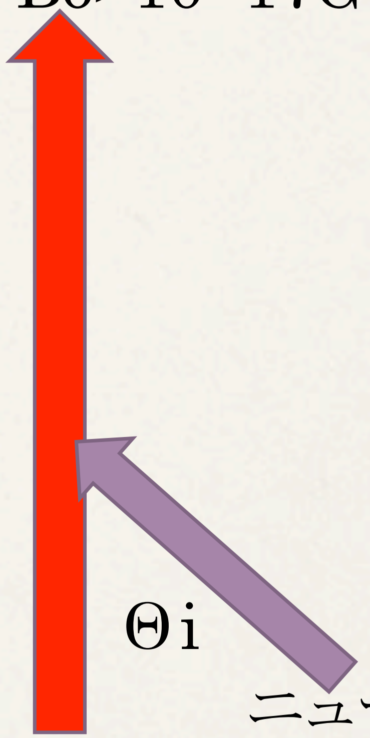
  →Noda, Hashimoto, NY, Maruyama, Tatsumi, Fujimoto (2010a,b in prep.)
- PIC を用いた中性子星クラストでの磁場のdecay

  →Takahashi, K.Kotake, NY (2010. in prep.)

強磁場中での
ニュートリノ散乱断面積

Maruyama, NY, Kajino, Choun, Ryu, PRL submitted (2010), PRD in prep. (2010)





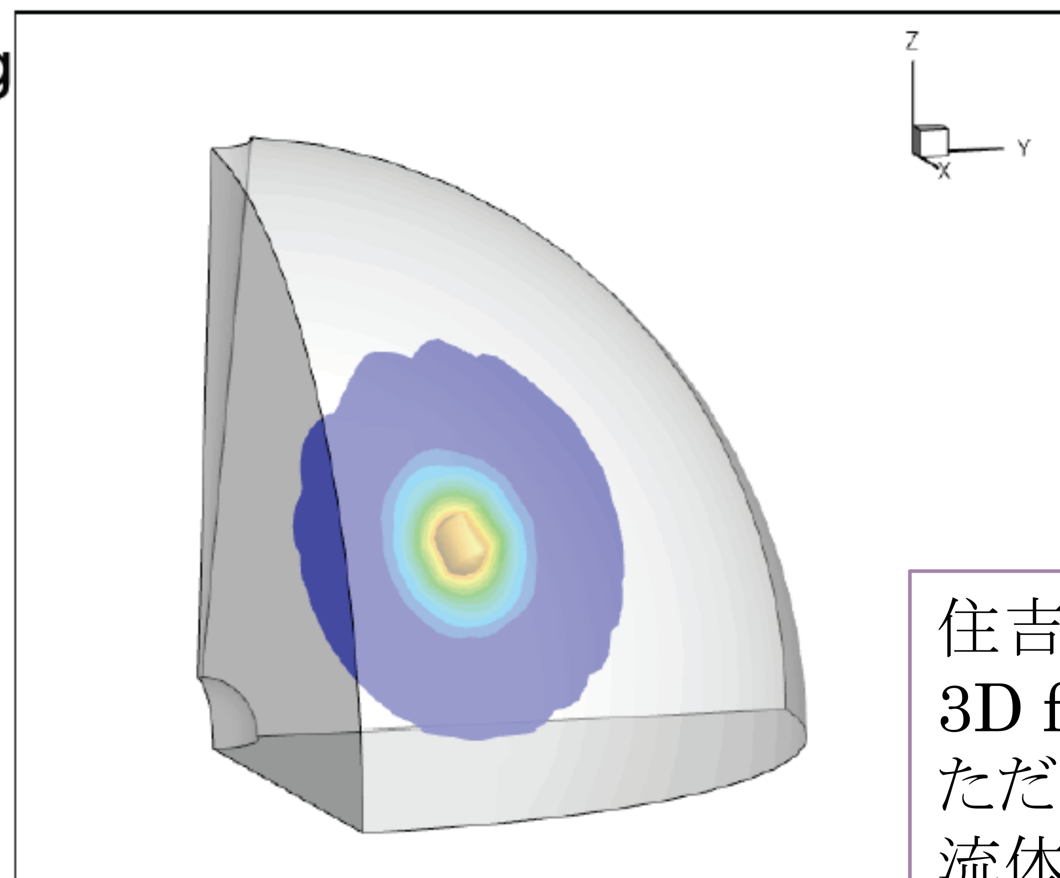
ハイペロンがあったとしても同等のニュートリノの散乱断面積の異方性がでる。

原始中性子星内部における
ニュートリノ輸送

Test of diffusion: 3D-Gauss packet

R=10km: N_{spc}=50x18x18, N_ν=12x12x4

- Isotropic Scattering
  - Initial: Gaussian
  - Diffuse out
- Calc. data
  - t=0~10^{-4} s
    - Δt=5x10^{-8} s
    - 2x10^3 steps



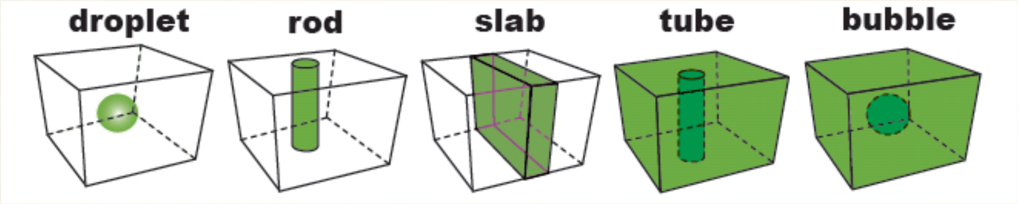
住吉（沼津高専）
3D full ボルツマン輸送
ただし現在は
流体とカップルしていない。
→我々のstaticな星の解には導入できるはず。

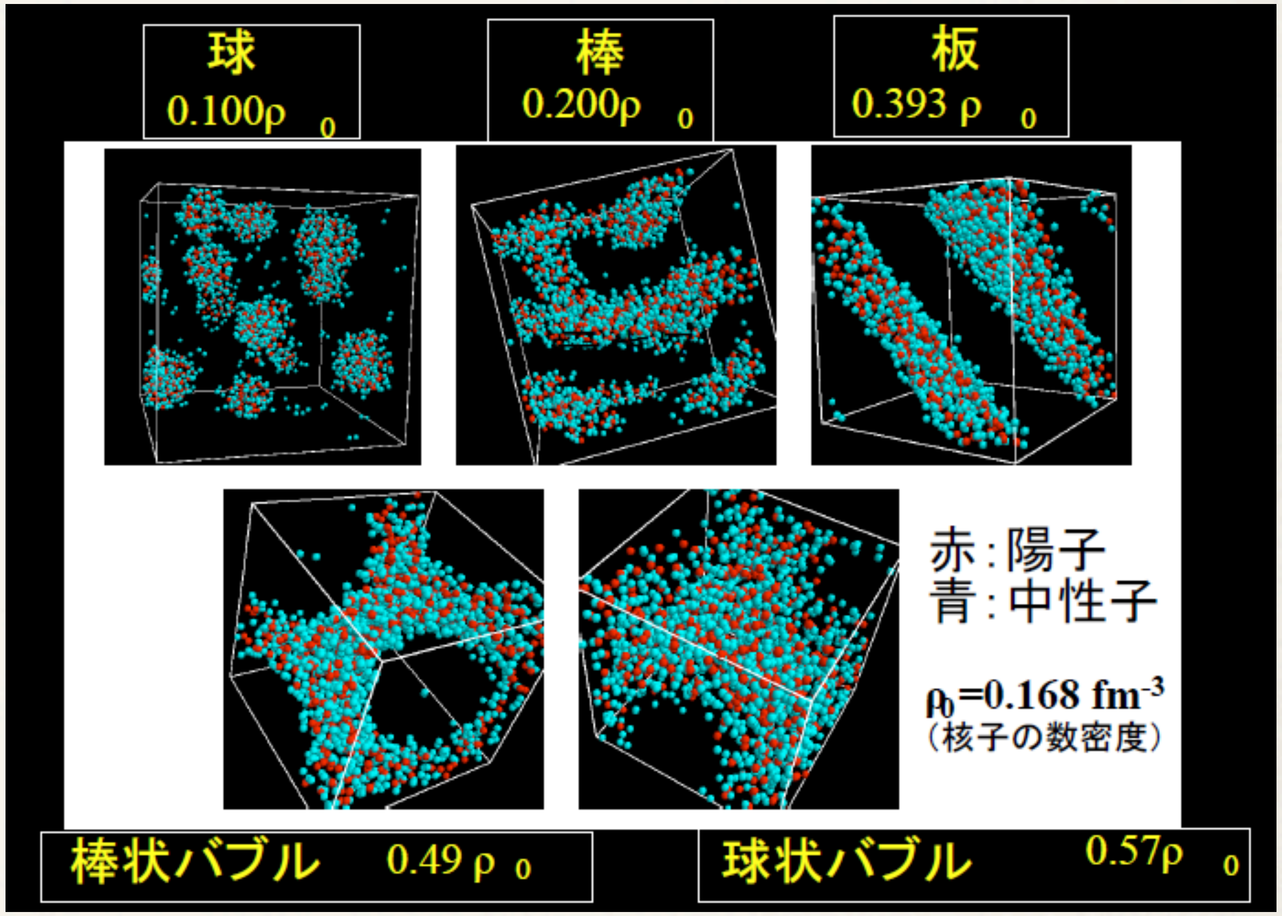
おまけ

QCD相転移における非一様構造

- 多成分系での一次相転移では”パスタ構造”と呼ばれる非一様構造現れる。
- 有限温度においての効果は
まだ誰も見ていなかった。
- 分子動力学計算は真空のエネルギーの
取扱いなどに向かない。
→構造を仮定。

cf. 原子核パスタでは
橋本(九大), 親松(愛知淑徳), 丸山(JAEA) etc.





渡辺（理研）

- 荷電中性＋相平衡＋バリオン数保存＋表面張力＋クーロン相互作用
- ハドロンEOS：　ハイペロン込みBHF(AV18+UXI+NSC89)
- クォークEOS：　MIT Bag → NJLや他のEOSも可。

A&A 426, 267–277 (2004)
DOI: 10.1051/0004-6361:20040455

Astronomy & Astrophysics

表面温度はどう求める？

Temperature distribution in magnetized neutron star crusts

U. Geppert[1], M. Küker[1], and D. Page[2]

[1] Astrophysikalisches Institut Potsdam An der Sternwarte 16 14482 Potsdam, Germany
e-mail: urme@aip.de
[2] Instituto de Astronomía, UNAM, 04510 Mexico DF, Mexico

The heat transport eq.

$$c\frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla \cdot \boldsymbol{F}$$

$$\hat{\kappa} \cdot \nabla T = \kappa_{\parallel}\, \boldsymbol{b}\, (\nabla T \cdot \boldsymbol{b}) + \kappa_{\perp}\, \boldsymbol{b} \times (\nabla T \times \boldsymbol{b}) + \kappa_{\wedge}\, \boldsymbol{b} \times \nabla T.$$

$$\boldsymbol{F} = -\hat{\kappa} \cdot \nabla T = -\frac{\kappa_0}{1 + (\omega_B \tau)^2} \times \left[\nabla T + (\omega_B \tau)^2\, \boldsymbol{b}\, (\nabla T \cdot \boldsymbol{b}) + \omega_B \tau\, \boldsymbol{b} \times \nabla T\right]$$

b=unit vector of B

= 0 になるように解く。 彼らは、Zeus 2D（のサブルーチン）を使ったようだ。

boundary condition – 1. uniform fixed temperature in crust core.
2. surface temperature from Ts – Tb relation.